УДК 535.621.373.541.124.16

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМАХ ЗАЖИГАНИЯ АЗИДОВ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ ЛАЗЕРНЫМ МОНОИМПУЛЬСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В.П. Ципилев, В.М. Лисицын, В.И. Корепанов, В.И. Олешко, А.Н. Яковлев

Томский политехнический университет.
E-mail: tsipilev@list2.epd.tpu.edu.ru

Приведены обобщенные результаты экспериментальных исследований кинетики взрывного разложения азидов тяжелых металлов при лазерном импульсном возбуждении в широком временном интервале, охватывающем индукционный период, быстрое взрывное разложение и разлет продуктов детонации. Показано, что тепловая модель наиболее полно согласуется с результатами эксперимента и адекватно отражает процессы взрывного разложения, стимулированного лазерным пучком. Сделан анализ возможных механизмов зажигания азидов тяжелых металлов.

Введение

Для разработки физических моделей лазерного инициирования азидов тяжелых металлов (АТМ) в основном использовались результаты измерений энергетических порогов зажигания (ЭПЗ), задержек зажигания (индукционный период) и их зависимости от условий эксперимента [1–3, 5–7]. Накопленные результаты исследований трактуются с точки зрения тепловой очаговой концепции взрыва [1–7] или цепной [8–10] и недостаточны для дальнейшего развития моделей.

В последнее время возникло [11–15] новое направление экспериментальных исследований, целью которых является изучение кинетики начальных процессов взрывного разложения АТМ. Очевидно, что такие исследования должны способствовать пониманию механизмов инициирования.

Подробно результаты исследований кинетики процессов взрывного разложения АТМ представлены в [16]. Анализ результатов работы [16] применительно к существующим взглядам на природу лазерного инициирования АТМ и основным модельным представлениям о механизмах взрывного разложения составляет содержание данной статьи.

1. Обобщенные результаты исследования кинетики взрывного разложения АТМ и их обсуждение

Совокупность кинетических кривых, описывающих процесс взрывного разложения АТМ в обобщенном виде при околопороговых уровнях лазерного воздействия, представлена на рис. 1.



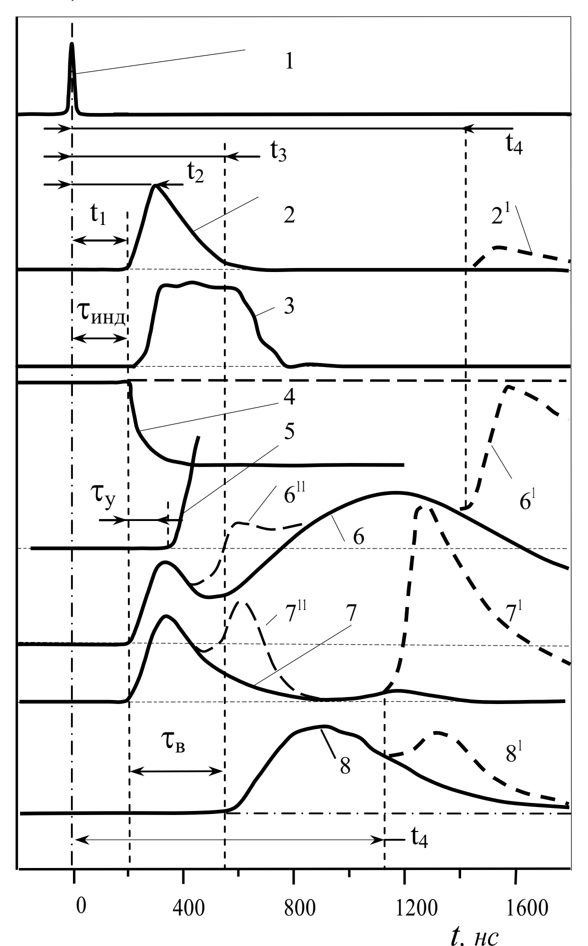


Рис. 1. *Обобщенная картина развития процесса взрывного разложения АТМ при пороговых уровнях лазерного воздействия. 1) лазерный импульс; 2) вспышка свечения из зоны лазерного воздействия; 3) токовый импульс (проводимость плазмы); 4) движение передней поверхности образца; 5) ударный импульс; 6) сигнал вспышки свечения при панорамном обзоре передней поверхности и окрестности образца в атмосфере воздуха; 7) то же при установке образца в вакуум; 8) вспышка свечения при выходе волны разложения на тыльную сторону мишени (панорамный обзор); 2/), 6/), 7/) и 8/) вспышки свечения при соударении разлетающихся продуктов с передним экраном в случае его установки; 6//) и 7//) при установке образца на диэлектрической подложке. Толщина образца h = 250 мкм; L_1 = 2,3 мм; L_2 = 3 мм*

В основу обобщенной кинетической картины (кинетического портрета) положены результаты исследований прессованных порошков азида свинца толщиной 100...250 мкм (модельный объект) с установкой образцов на тонкой металлической проволочке (толщина 50 мкм) для сведения к минимуму влияния крепежных элементов. Этим условиям соответствуют кинетические кривые 2, 6, 7 и 8, представленные сплошными линиями. Сплошные кривые 3, 4, 5 и пунктирные кривые соответствуют установке образца на диэлектрическую подложку (стеклянная пластинка) или установке вблизи поверхности образца прозрачных экранов.

Кривая 1 отображает кинетику облучения поверхности таблетки лазерным импульсом. Кривая 2 отображает момент возникновения и кинетику свечения из зоны воздействия лазерного пучка (сигнал зонного ФЭУ, регистрирующего излучение только выделенного участка поверхности в области воздействия лазерного пучка) и представляет собой общую кинетику, синхронно наблюдаемую на разных длинах волн (области спектра 500...600 нм и 700...800 нм) и не зависящую от окружающих условий. Слабоинтенсивная вспышка 2/ появляется при установке прозрачного экрана на удалении 2,3 мм от передней поверхности образца.

Сигнал ФЭУ при панорамном обзоре (регистрирует свечение во всем объеме камеры) и проведении эксперимента в атмосфере воздуха представлен кривой 6. Он состоит из двух составляющих (максимумов), первый из которых характеризует вспышку взрывного свечения, а второй, по-видимому, обусловлен свечением на фронте ударной волны, формирующейся при сверхзвуковом разлете продуктов взрывного разложения. При установке экрана на кривой 6 появляется дополнительный максимум 6/, обусловленный возникновением вспышки свечения при соударении продуктов разложения с поверхностью экрана.

Сигнал панорамного ФЭУ при проведении эксперимента в вакууме представлен кривой 7. Здесь второй максимум, характерный для процесса в атмосфере воздуха, практически отсутствует и вид 7 приближается к 2. Однако, при установке экрана возникает интенсивная вспышка 7/. В присутствии подложек для крепления образцов, электродов и других конструктивных элементов измерительных ячеек структура сигнала панорамного ФЭУ усложняется в связи с появлением дополнительных всплесков свечения, обусловленных процессами соударения продуктов взрыва с этими элементами (кр. 6//, 7//).

Кривая 8 отображает вспышку свечения при выходе волны разложения на тыльную сторону таблетки взрывчатого вещества и характеризуется временем задержки выхода $\tau_в$ в по отношению к началу взрывного свечения. Кривая 5 отображает передний фронт импульса сжатия (ударный импульс) в момент выхода его на тыльную поверхность образца с временной задержкой $\tau_у$.

1.1. Взрывное свечение АТМ

Из представленных кривых 2, 6, 7 и 8 рис. 1 следует, что при регистрации зонными ФЭУ к моменту времени t_1 (около 200 нс после воздействия) обнаруживается рост свечения поверхности в месте воздействия лазерного импульса, рост прекращает-

ся к моменту t_2 (около 300 нс), свечение прекращается к моменту t_3, когда волна разложения достигает тыльной поверхности образца (кр. 8). Затем зонными ФЭУ обнаруживается к моменту времени t_4 (около 1400 нс в атмосфере воздуха и 1000 нс в вакууме) относительно слабая вспышка. Совокупность имеющихся результатов исследований [16] свидетельствует о том, что вспышка 2 обусловлена взрывным разложением ВВ и характеризует кинетику реакции разложения. Вспышка 2$'$ обусловлена рассеянным светом, полученным при ударе продуктов разложения о преграду, установленную на расстоянии 2,3 мм.

Кинетические кривые свечения передней поверхности, измеренные двумя зонными ФЭУ в области 500 и 750 нм, совершенно подобны. Это соответствует предположению о том, что на поверхности имеет место свечение низкотемпературной плазмы со спектром, близким к спектру излучения абсолютно черного тела. (Так для азида свинца расчетная температура на фронте волны горения [6] близка к адиабатической и составляет порядка 4500 К. Ей соответствует сплошной спектр излучения с максимумом на длине волны 650 нм. В условиях высокоскоростного разлета продуктов из реакционного слоя процесс разложения, возможно, происходит при более низких температурах, с соответствующим сдвигом спектральных максимумов излучения в область 750...850 нм. Сплошные спектры взрывного свечения АТМ с максимумами интенсивности в этой области экспериментально обнаружены в опытах [11–14, 27]).

Свечение, регистрируемое панорамным ФЭУ (кр. 6 и 7), кроме вспышки на передней поверхности в области воздействия лазерного излучения имеет дополнительные длинновременные максимумы, обусловленные соударением продуктов разложения с газовой атмосферой и элементами конструкции измерительной камеры. Известно [18], что при торможении сверхзвуковой плазменной струи преградой возникает интенсивная вспышка свечения с линейчатым спектром.

В случае инициирования макрокристаллов АТМ структура сигналов панорамных ФЭУ еще более усложняется в связи с возможным раскалыванием кристаллов, разлете осколков и их взрывном разложении (догорании) в горячем плазменном факеле. Очевидно, что явление догорания может сопровождаться дополнительными яркими вспышками свечения на фоне светящегося облака плазмы. Разлет продуктов разрушения в твердой фазе наблюдался в [4] с помощью скоростной съемки при лазерном инициировании нитевидных кристаллов азида свинца.

Отметим также, что с увеличением энергии воздействия общая кинетическая картина рис. 1 сжимается во времени и сдвигается в сторону меньших времен, а при превышении ЭПЗ в 10...100 раз фактически совпадает с кинетикой теплового "взрывного" разрушения тонкой металлической пленки, описанной в [17].

Из сказанного выше вытекают следующие выводы:

- при лазерном возбуждении взрыва АТМ не существует свечения холодного не разрушенного вещества, т.е. предвзрывной люминесценции;
- к концу индукционного периода t_1 решетка взрывчатого вещества (ВВ) уже разогрета, следующая за индукционным периодом короткая вспышка свечения из зоны лазерного воздействия, является свечением плотной низкотемпературной плазмы, а положение максимума вспышки (момент t_2) практически соответствует окончанию реакции взрывного разложения, т.е. передний фронт импульса несет информацию о скорости процесса взрывного разложения;
- к концу периода t_3 продукты взрывного разложения в зоне лазерного воздействия отсутствуют, т.е. задний фронт импульса характеризует разлет продуктов;
- за пределами зоны лазерного воздействия наблюдается сложная картина свечения, которая не связана непосредственно с кинетикой процесса быстрого разложения, а несет информацию о распространении детонационного фронта в радиальном направлении от зоны воздействия, о разлете плазмы и продуктов детонации (включая и твердые частицы не разложившегося ВВ) и их столкновении с воздухом или со стенками вакуумной камеры и ее конструкционными элементами.

1.2. Проводимость АТМ при взрывном разложении

Сопоставление кривых 2 и 3 рис. 1 показывает, что синхронно измеренные сигналы вспышки образца и токового импульса в нем имеют временное соответствие. Поскольку сигнал вспышки 2 является свечением горячей плазмы, то при использованной схеме измерения тока [17] (образцы не имели электрического контакта с электродами измерительной ячейки), можно утверждать, что токовый импульс возникает при замыкании электродов плазменным облаком взрыва. Т.е. наиболее вероятной причиной возникновения токового импульса является электропроводность горячей плазмы, плотность которой по мере развития процесса разложения сначала растет, а затем падает с разлетом плазмы в окружающее пространство.

Это заключение подтверждается достаточно высокой амплитудой токового импульса, которая близка (составляет около 75 %) к амплитуде импульса при механическом коротком замыкании электродов ячейки. Это согласуется и с тем, что с увеличением энергии импульса лазерного воздействия параметры и кинетика проводимости АТМ все больше приближаются (вплоть до полного совпадения) к параметрам проводимости плазмы при лазерном разрушении металлической пленки [17].

1.3. Давление, возникающее в объеме образца, горение и детонация

Очевидно, что возникновение давления в объеме образца, движение массы и формирование фронта акустической (ударной или детонационной) волны возникает вслед за разогревом вещества, т.е. повышением его равновесной температуры (энергия возбуждения передана решетке). Информацию об этих процессах содержат кривые 4 и 5. Из кр. 4 видно, что движение передней поверхности образца начинается практически одновременно с его свечением.

Это означает, что к концу индукционного периода $\tau_{инд}$ вещество достаточно разогрето для того, чтобы началось его заметное и достаточно быстрое расширение. Простые оценки показывают, что скорость движения поверхности в момент t_1

$$V = (\partial U/\partial t)/(\partial U/\partial z)$$

($\partial U/\partial z$ – чувствительность датчика; $\partial U/\partial t$ – производная сигнала (кр. 5) в момент t_1) составляет 2000 м/с, что близко к измеренной нами скорости разлета плазмы. Этот факт является дополнительным доказательством выдвинутого нами положения об образовании плазмы начиная с момента t_1 и полному разлету вещества к моменту t_3.

Обращает на себя внимание опережение сигнала акустического датчика по сравнению с сигналом вспышки на тыльной стороне таблетки. Поскольку акустический датчик настроен в опыте на максимальную чувствительность, то он регистрирует термоупругие напряжения, возникающие в области воздействия лазерного пучка вследствие разогрева и быстрого разложения засвеченного объема. Таким образом, сигнал датчика информирует о разогреве вещества в самом начале процесса. Значительное отставание момента появления вспышки на тыльной стороне образца от акустического сигнала связано с необходимым временем для развития волны разложения и перехода ее в детонационную. По видимому, при лазерном зажигании с открытой поверхности прессованных образцов АТМ толщиной до 500 мкм реализуется режим послойного горения [26] со скоростью фронта, меньшей звуковой и на порядок меньшей скорости фронта при развитом детонационном режиме.

Сопоставление представленных на рис. 1 обобщенных результатов показывает на качественную схожесть кинетики наблюдаемых процессов при лазерном инициировании АТМ и лазерном взрывном испарении тонких пленок. Принципиальное внешнее различие заключается только в том, что при инициировании взрыва АТМ существует индукционный период, а сам процесс разрушения ВВ (плазмообразования) при пороговых воздействиях происходит значительно медленнее, чем в случае "взрыва" металлической пленки. С увеличением энергии инициирующего импульса и уменьшением толщины образца АТМ кинетические кривые взрывного разрушения металлов [17] и взрывного разложения АТМ коротким лазерным импульсом в качественном и количественном отношениях практически совпадают.

2. Сопоставительный анализ моделей инициирования АТМ

В настоящее время дискутируются две основных модели лазерного импульсного инициирования АТМ. Одна из них – это выдвинутая в 1968 году тепловая очаговая модель [1], согласно которой зажигание (инициирование) ВВ возникает в окрестности оптической неоднородности, локализующей энергию лазерного импульса. Эта модель получила развитие в работах [2, 5–7]. Тепловое ускорение процесса обеспечивается экзотермической реакцией

$$N_3+N_3=3N_2+Q, \qquad (1)$$

где Q=1...2 кДж/г для АТМ; N_3 – радикалы, скорость воспроизводства которых связана с температурой ВВ аррениусовской зависимостью (термическая ширина запрещенной зоны в АТМ ~1,5 эВ). Вторая модель получила развитие в 90-е годы. В соответствии с ней инициирование взрыва происходит в результате цепной реакции размножения радикалов N_3, возникающих в процессе фотоионизации под действием внешнего импульса [8, 9] и на последующих стадиях взрывного разложения [10].

2.1. Цепная бимолекулярная фотохимическая модель

Модель, предложенная и развитая в [8–10], достаточно хорошо согласуется с некоторыми основными экспериментальными результатами по влиянию на ЭПЗ различных условий лазерного воздействия. В рамках модели находит объяснение существование ЭПЗ, вероятностный характер процесса инициирования, существование индукционного периода. Существование ЭПЗ объясняется наличием релаксационных процессов в виде рекомбинации электрон-дырочных пар на объемных и поверхностных дефектах кристаллической структуры (матрицы) АТМ. Модель не противоречит результатам [16], но только в том случае, если допустить, что параллельно с развитием цепного процесса размножения носителей заряда происходит тепловое развитие макро- или микроочага в виде нагрева матрицы за счет энергии, выделяющейся в результате развития цепи. При этом темпы развития теплового процесса к концу индукционного периода должны значительно опережать темпы цепного.

Слабым звеном рассматриваемой модели является проблематичность взаимодействия радикалов в объеме кристалла ВВ. Даже в случае отождествления радикалов с зонными дырками [8, 9] и соответствующим переходом от уравнения (1) к его измененному варианту

$$p+p\rightarrow 3N_2+Q \qquad (2)$$

(Q ≈ 10 эВ; p – зонная дырка) проблема полностью не решается, т.к. объединение дырок маловероятно

из-за кулоновского отталкивания одноименных зарядов. Для преодоления изложенных трудностей модель усложняется постулированием наличия в объеме кристалла различных дефектов, на которых и происходят столкновительные процессы, а также процессы рекомбинации (обрыва цепи). Не совсем ясным является также вопрос создания необходимой начальной концентрации дырок, поскольку энергия возбуждающего кванта (1,17 эВ для неодимового лазера) недостаточна для прямого создания электронно-дырочных пар (оптическая ширина запрещенной зоны в АТМ около 3,5 эВ).

2.2. Цепная мономолекулярная модель

Модифицированный вариант цепной модели, частично свободной от указанных недостатков, представлен в цикле работ [11–15, 27]. Модель имеет ряд неоспоримых достоинств. Она изящно обходит перечисленные выше затруднительные моменты, основываясь на представлениях о том, что процесс цепного размножения дырок происходит за счет их внутризонных переходов в различные энергетические состояния. Авторы модели отказываются от традиционных представлений об основном элементарном акте разложения (1) и, тем самым, избавляются от основной трудности протекания процесса – малой вероятности взаимодействия. С умозрительной точки зрения модель безупречна, за исключением обоснования ЭПЗ. Для этого авторы к основной схеме кинетики процесса, включающей ветвление цепи при захвате дырки на катионную вакансию и обрыв цепи при рекомбинации электрон-дырочных пар, ввели дополнительный механизм обрыва цепи "при захвате дырки на некий конкурирующий центр". Существование ЭПЗ, по мнению [11–14], связано с затратами энергии лазерного возбуждения для реализации эффекта "выгорания" этих центров. Однако, реализация такой ситуации возможна только при полном подавлении процесса ветвления цепи на начальном этапе развития в пользу процесса захвата. К сожалению, авторы [11–14, 15] не приводят значений ЭПЗ в условиях своих опытов, отличающихся исключительно высокой плотностью энергии (до 500 мДж/см^2), короткой длительностью и, соответственно, экстремально высокой интенсивностью воздействия, не определяют скорость генерации дырок и их концентрацию на момент окончания лазерного импульса, природу и концентрацию "конкурирующих центров". Модель не объясняет влияния на ЭПЗ основных воздействующих факторов (длительность лазерного импульса, размер лазерного пучка, давление и степень запрессовки порошков ВВ). С позиций модели достаточно сложно (как нам представляется) объяснить увеличение интенсивности и светосуммы вспышки быстрого взрывного разложения [16] при увеличении плотности энергии лазерного импульса.

Основным же слабым звеном модели является следующее. Модель [11–15, 27] разработана на основе предположения о существовании предвзрывной люминесценции и предвзрывной проводимости. Однако, таких явлений при лазерном импульсном инициировании не существует [16]. Такие же выводы следуют из анализа работы [19], в которой исследовалась кинетика взрывного свечения АТМ при инициировании пучком ускоренных электронов. Отсюда следует, что модель [11–15, 27] может рассматриваться только как интересная гипотеза.

2.3. Тепловая очаговая модель

Модель развита в работах в [1–7, 20, 21]. Она базируется на классических представлениях об очаговой природе взрывного разложения ВВ при внешнем импульсном воздействии [22] и соответствует общепринятым положениям о механизмах разрушения прозрачных диэлектриков при лазерном импульсном воздействии [23, 24]. В рамках модели существование ЭПЗ связывается с необходимостью создания определенного запаса тепла в очаге, обеспечивающего его развитие с учетом сброса тепла из очага за счет теплопроводностной или газодинамической разгрузки. Индукционный период трактуется как время, необходимое для создания стационарного автомодельного [7] фронта горения (быстрого разложения) в окрестности очага и перехода его в детонационный.

Для тепловой модели, как упоминалось выше, существенным является вопрос правомочности применения уравнения (2) для описания основной реакции разложения в ВВ с зонной структурой строения. Однако в предположении очаговой модели с достаточно высокой температурой нагрева очага и его окрестности эта трудность может быть преодолена. Вполне естественно, что в данном случае возникает вопрос об оценке температуры очагов в условиях порогового воздействия.

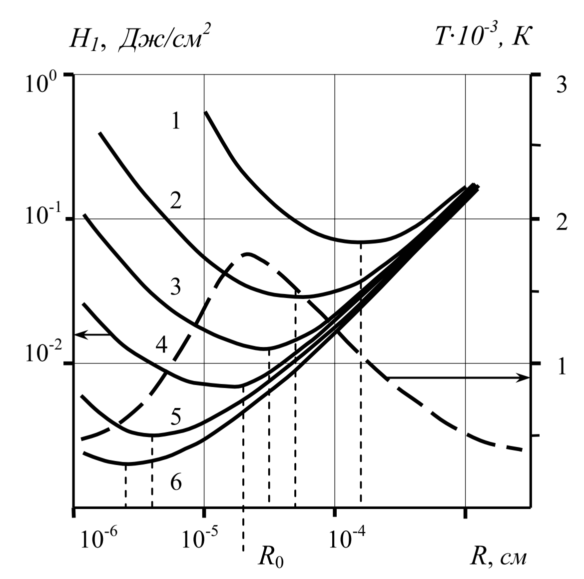
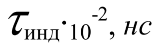


Рис. 2. *К расчету "опасного" размера R_0 начального очага разложения. Длительность лазерного импульса $\tau_и=10^{-9}$с (1); $5\cdot10^{-9}$ (2); $2\cdot10^{-8}$ (3); 10^{-7} (4); 10^{-6} (5); $5\cdot10^{-6}$ (7). Пунктиром показана температура очагов различного размера при пороговом воздействии импульсом длительностью 20 нс без химической реакции (инертная среда)*

Решение задачи нахождения пространственно – временного температурного профиля в очаге и его окрестности проводилось численно в рамках математического моделирования процесса лазерного зажигания АТМ по методу, подробно изложенному в [6]. Некоторые результаты расчета приведены на рис. 2–4. На рис. 2 изображена расчетная зависимость пороговой плотности энергии $H_{пор}$ от начального размера неоднородности, в которой локализуется энергия лазерного импульса (начальный размер очага). При длительности лазерного импульса $\tau_и$ = 20 нс, что соответствует условиям нашего эксперимента, наиболее низкий порог инициирования реализуется в окрестности неоднородности размером около $2{\cdot}10^{-5}$ см и составляет величину, которая близка экспериментально измеренным значениям пороговой плотности энергии H_{05} [16].



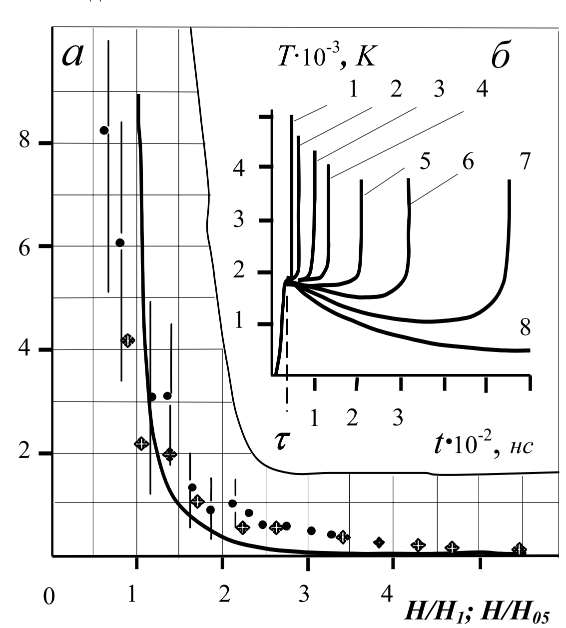


Рис. 3. *а) зависимость величины индукционного периода от плотности энергии H возбуждающего импульса. $H_{пор}$ и H_{05} – расчетные и экспериментальные значения ЭПЗ соответственно. "●" – эксперимент [1]; "◆" – эксперимент [16]; линия – расчет по очаговой тепловой модели для отдельного изолированного очага. б) расчетная кинетика процесса зажигания очага в окрестности поглощающего включения радиуса $R_0=2{\cdot}10^{-5}$ см при $\tau_и$=20 нс. Цифрами указаны значения $H/H_{пор}$*

Пунктирная кривая рис. 2 иллюстрирует разогрев матрицы азида свинца в окрестности неоднородности на примере поглощающего металлического включения (кластер свинца различного размера). Для $\tau_и$ = 20 нс при радиусе поглощающей неоднородности $R_0 = 2{\cdot}10^{-5}$ см температура в окрестности включения в момент окончания воздействия составляет 1700 К. Такой разогрев вполне достаточен для плавления АТМ в тонком слое, окружающем включение (например, температура плавления азида серебра составляет 478...523 К [25, 26]). В данной ситуации нет смысла говорить о зонной кристаллической структуре в окрестности очага как в момент окончания лазерного воздействия, так и в последующие стадии взрывного разложения. Соответственно, нет необходимости ставить под сомнение применимость основной реакции разложения (1).

На рис. 3 приведены расчетные кинетики процесса и расчетные значения задержки инициирования $\tau_{инд}$ в зависимости от уровня превышения плотности энергии возбуждения H над пороговой величиной $H_{пор}$. Для сравнения приведена экспериментальная зависимость величины индукционного периода от превышения значений H над порогом инициирования H_{05}, полученная в [1] и дополненная результатами [16] в области больших значений H. Сопоставление результатов эксперимента и расчетов показывает, что при их общем качественном согласии имеются и существенные различия. В частности, в области надпороговых воздействий расчетные задержки оказываются значительно меньше экспериментальных. Это можно объяснить тем, что расчетная модель в постановке [6] не может учесть время, необходимое для перехода очага горения в детонационный, или время слияния ансамбля микроочагов в один макроочаг взрывного разложения. Это время можно оценить по выходу скорости фронта горения V на стационарный режим V_0 [22], соответствующий адиабатическим условиям (см. рис. 4).

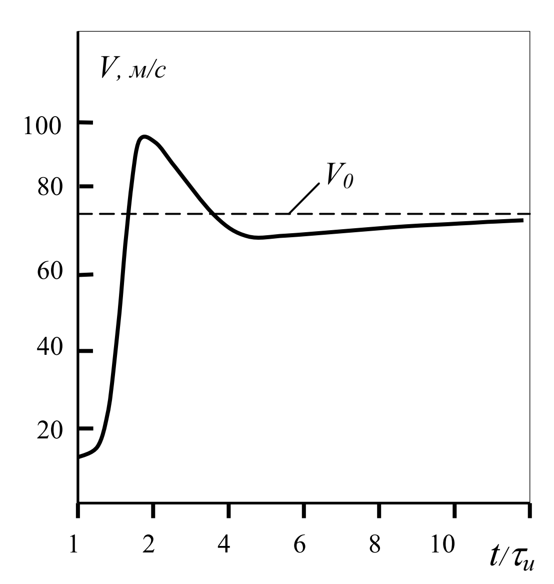


Рис. 4. *Динамика роста очага с начальным размером $R_0=2{\cdot}10^{-5}$ см при воздействии импульсом длительностью $\tau_и$=20 нс. $H/H_{пор}$=1,5. Расчет для азида свинца по реакции первого порядка*

При околопороговых воздействиях расчетные времена задержек всегда больше экспериментально измеренных. Дело в том, что на уровне ЭПЗ расчетная величина индукционного периода стремится к бесконечности по определению, в то время как в эксперименте на уровне H_{05} эта величина всегда конечна.

Тем не менее, совокупность результатов исследований достаточно хорошо укладывается в рамки тепловой очаговой модели лазерного инициирования АТМ. Однако она основана на макрокинетических представлениях о возникновении и протекании процесса взрывного разложения и не дает точного ответа на природу элементарных актов запуска реакции (1).

3. Модель первичных процессов инициирования АТМ

Представляется разумной следующая модель первичных процессов инициирования. Как уже отмечалось, наиболее вероятной реакцией, в результате которой выделятся энергия, превышающая энергию решетки, является реакция (2).

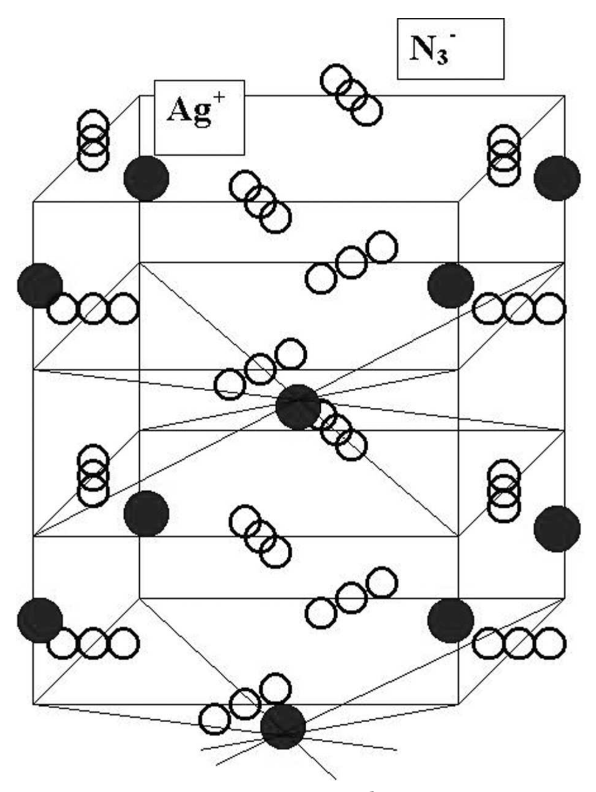


Рис. 5. *Структура решетки азида серебра*

Для инициирования этой реакции в решетке (рис. 5) необходимо сблизить два иона N_3^- на расстояние ближе критического в определенном относительно друг друга положении. Сближение и нужную ориентацию ионов можно обеспечить различными способами:

- неоднородным сжатием до очень высоких давлений (которые достигаются скорее всего только при ударе, импульсном воздействии на кристалл);
- нагревом до температур, достаточных для реориентации иона и сближения до критических расстояний;
- электрическим пробоем в полях выше пробойных или достаточных для возникновения стриммерных разрядов;
- оптическим пробоем и, возможно, другими способами.

Единственный случайный акт сближения и возникновения реакции завершится передачей энергии решетке в целом. При этом вероятность возникновения нового акта оказывается ничтожно малой. Но вероятность возникновения нового акта за счет выделенного в результате реакции тепла резко увеличивается, если в данном месте пространства в одно и то же время произойдет не один, а множество первичных случайных актов, инициированных любым воздействием.

Очевидно, что для реализации такого состояния необходимо выполнение двух условий:

- плотность передачи энергии кристаллу инициирующим воздействием должна быть достаточно высокой;
- радиус границы сферы с плотностью поглощенной энергии, превышающей пороговую, должен быть достаточно большим.

Реакция после начала ее инициирования может развиваться в том случае, если энергия, выделяющаяся за пределы области первичных актов инициирования, превышает пороговую тепловую, необходимую для ее развития. Т.е. после начала инициирования процесс развивается всегда только за счет тепла.

Таким образом, следует ожидать, что вероятность развития реакции определяется бимолекулярным процессом, тогда как передача энергии от каждого отдельного акта является результатом реакции первого порядка.

Возникновению удобной для сближения реагентов ситуации может содействовать любое нарушение структуры решетки: дефекты, дислокации, электронные возбуждения. Поверхность – это то же искажение. Поэтому с ростом величины удельной поверхности должен снижаться порог инициирования, но при уменьшении размеров частиц ниже некоторых развитие процесса может прекратиться из-за недостатка реагентов.

Такие представления дают возможность для объяснений с единых позиций механизмов запуска процесса разложения АТМ как при импульсном, так и непрерывном (стационарном) внешнем воздействии.

Заключение

Приведенный выше анализ свидетельствует о том, что имеющаяся совокупность результатов экспериментальных исследований, в том числе и кинетики процессов, сопровождающих взрывное разложение, находит объяснение в рамках тепловой очаговой модели зажигания ВВ.

Тем не менее, механизм инициирования ВВ лазерным импульсом остается недостаточно понятным. В частности, в рамках настоящей статьи при обосновании тепловой модели обходится стороной вопрос о

природе и структуре центров локализации лазерной энергии в процессе создания тепловых очагов.

В АТМ не возникает режим детонации на прессованных образцах толщиной до 500 мкм, т.е. с размерами, на порядок превосходящими критический диаметр детонации (порядка 50 мкм для азида свинца [26]). Нет информации о кинетике и порогах зажигания в УФ и дальней ИК-областях спектра.

Поиск ответов на перечисленные вопросы составляет предмет наших дальнейших исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Министерства образования и Министерства обороны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александров Е.И., Вознюк А.Г. Инициирование азида свинца лазерным излучением // Физика горения и взрыва. — 1978. — Т. 14. — С. 86—91.
2. Александров Е.И., Ципилев В.П. Размерный эффект при инициировании прессованного азида свинца лазерным моноимпульсным излучением // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17. — № 5. — С. 77—81.
3. Карабанов В.Ю., Боболев В.К. Зажигание инициирующих взрывчатых веществ импульсом лазерного излучения // Доклады АН СССР. — 1981. — Т. 256. — № 5. — С. 1152—1155.
4. Hagan J.T., Chavdhri M.M. Low energy laser initiation of single crystals of β-lead azide // Journal of materials science. — 1981. — № 16. — P. 2457—2466.
5. Александров Е.И., Ципилев В.П. Влияние давления прессования на чувствительность азида свинца к действию лазерного излучения // Физика горения и взрыва. — 1982. — Т. 18. — № 2.— С. 100—103.
6. Александров Е.И., Ципилев В.П. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азида свинца к действию лазерного излучения // Физика горения и взрыва. — 1984. — Т. 20. — № 6. — С. 104—109.
7. Александров Е.И., Ципилев В.П. Влияние выгорания в окрестности поглощающих включений на процесс лазерного зажигания конденсированной среды // Физика горения и взрыва. — 1991. — Т. 27. — № 3. — С. 7—12.
8. Кригер В.Г., Каленский А.В. Инициирование азидов тяжелых металлов импульсным излучением // Хим. физика. — 1995. — Т. 14. — № 4. — С. 152—160.
9. Кригер В.Г., Каленский А.В. Размерный эффект при инициировании разложения азидов тяжелых металлов импульсным излучением // Хим. физика. — 1996. — Т. 15. — № 3. — С. 40—47.
10. Ханефт А.В. Энергетически разветвленный цепной механизм низкопорогового инициирования азида свинца лазерным излучением // Хим. физика. — 1998. — Т. 17. — № 4. — С. 100—108.
11. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М., Кречетов А.Г. Кинетика развития взрывного разложения азида серебра при инициировании лазерным импульсом. // Хим. физика. — 1997. — Т. 16. — № 8. — С. 119—125.
12. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М., Захаров Ю.А., Кречетов А.Г. Взрывное разложение азидов тяжелых металлов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1999. — Т. 116. — № 5 (11). — С. 1676—1693.
13. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М. и др. Предвзрывные явления в азидах тяжелых металлов // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36. — № 5. — С. 78—89.
14. Захаров Ю.А. Адуев Б.П., Алукер Э.Д. и др. Предвзрывные явления в азидах тяжелых металлов. — М.: ЦЭИ "Химмаш", 2002. — 114 с.
15. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М. и др. Кинетика ранних стадий предвзрывной проводимости азида серебра // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38. — № 3. — С. 141—144.
16. Ципилев В.П. Кинетика взрывного разложения азидов тяжелых металлов при лазерном импульсном инициировании // Известия Томского политехнического университета. — 2003. — Т. 306. — № 5. — С. 45—51.
17. Ципилев В.П. Стенд для исследования кинетики взрывного разложения конденсированных сред при воздействии импульсов лазерного излучения // Известия Томского политехнического университета. — 2003. — Т. 306. — № 4. — С. 99—103.
18. Патент 2157988 РФ / В.И. Корепанов, В.М. Лисицын, В.И. Олешко. Опубл. в 2000 г.
19. Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. Исследование пространственно-временной структуры плазмы, образующейся при взрывном разложении AgN_3 // Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах: Труды 3-й Международной конф. — Томск, 2002. — С. 130—132.
20. Коньков В.В., Кригер В.Г., Лисицын В.М., Ципилев В.П. Размерный эффект при лазерном инициировании кристаллов азида серебра // Физико-химические процессы в неорганических материалах: Тез. докл. 8-й Международной конф. — Кемерово, 2001. — Т. 2. — С. 62—64.
21. Ципилев В.П. Закономерности и особенности лазерного зажигания конденсированных реагирующих сред // Физико-химические процессы в неорганических материалах: Тез. докл. 8-й Международной конф. — Кемерово, 2001. — Т. 2. — С. 111—112.
22. Мержанов А.Г. О критических условиях теплового взрыва очага разогрева. — Черноголовка: ИХФ АН СССР, 1968. — 13 с. (Репринт).
23. Алешин И.В., Анисимов С.И., Бонч-Бруевич А.М. и др. Оптический пробой прозрачных сред, содержащих микронеоднородности // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1976. — Т. 70. — Вып. 4. — С. 1214—1224.
24. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Нечитайло В.С. и др. Роль поглощающих включений в механизме разрушения прозрачных диэлектриков лазерным излучением металлов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1972. — Т. 63. — Вып. 3 (9). — С. 1030—1035.
25. Кук М.А. Наука о промышленных взрывчатых веществах. — М.: Недра, 1980. — 453 с.
26. Боуден Ф., Иоффе А. Быстрые реакции в твердых веществах. — М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1962. — 242 с.
27. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М. и др. Закономерности развития взрыва азидов тяжелых металлов // Известия Томского политехнического университета. — 2000. — Т. 303. — № 2. — С. 92—103.